

pionで探る少数系の普遍的物理




兵藤 哲雄


京都大学 基礎物理学研究所


2014, Jun. 13th 1

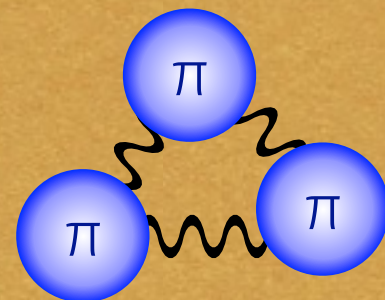
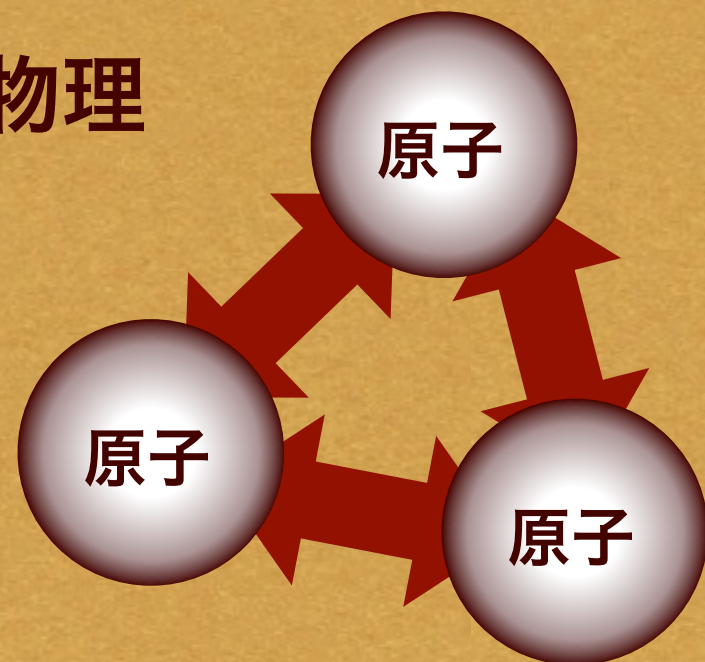
目次

 導入：原子核・ハドロン物理

 少数系の普遍的物理

 pionとその相互作用

 pion 3 体系の普遍的物理

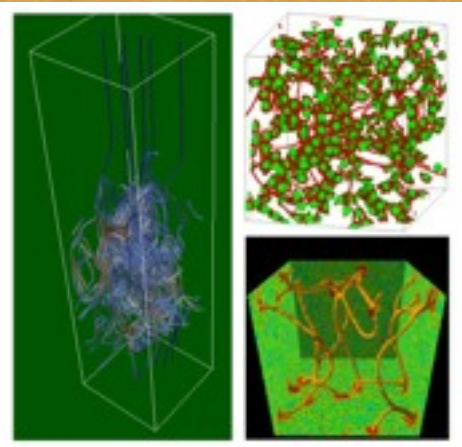


原子核物理 in 理論物理学

量子物性理論



統計物理・ダイナミクス



物理学第1分野

素粒子

超弦理論、ヒッグス、
統一理論、、、

原子核・ハドロン

強い相互作用(QCD)
の物理

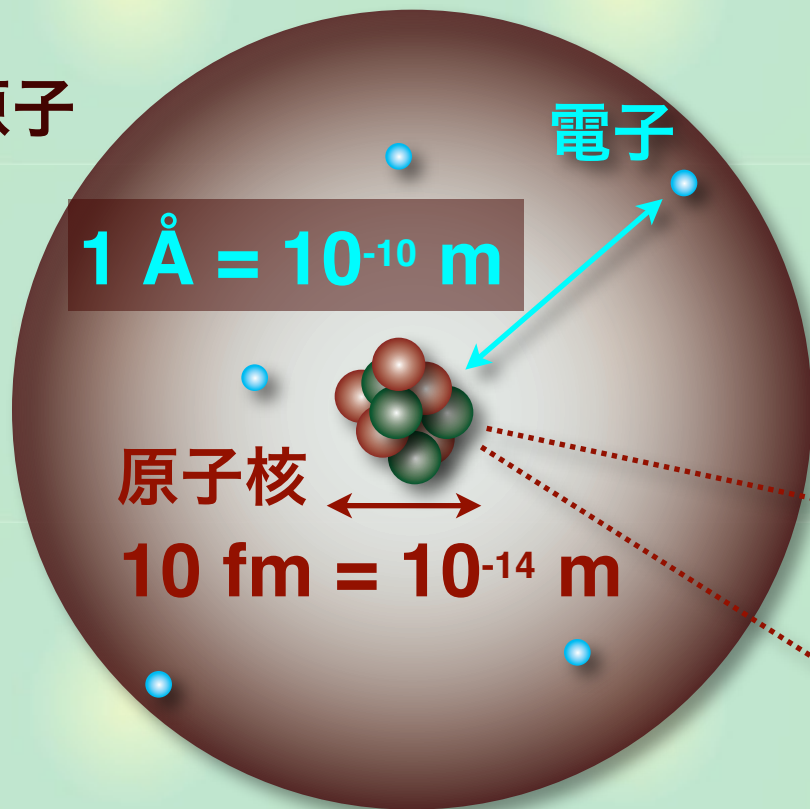
宇宙

初期宇宙、暗黒物質、ブ
ラックホール、重力波

物理学第2分野

原子、原子核、ハドロン

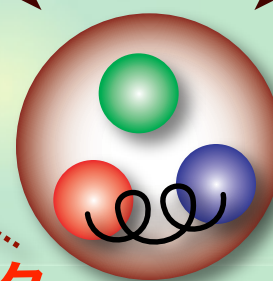
原子



ハドロン物理学

ハドロン(核子など)の性質を
QCDから理解する

$1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$



原子核物理学

原子核(多体系)の性質を核子(陽子+中性子)間の相互作用から理解する

原子核・ハドロン物理の広がり(例)

量子物性理論

素粒子

冷却原子

超弦理論

pionの普遍的物理

ホログラフィック
QCD

原子核・ハドロン

強い相互作用(QCD)の物理

重イオン衝突

中性子星

非平衡動力学

超新星、ブラックホール

統計物理・ダイナミクス

宇宙

物理学第1分野

物理学第2分野

普遍的物理：臨界現象

普遍的(universal)：異なる物理系が同じ性質を示す

例：相転移と臨界現象

N. Goldenfeld, “*Lectures on phase transitions and the renormalization group*” (1992)

- 相関長 ξ は臨界点で発散 ~ 長距離秩序
→ 秩序変数の振る舞いは臨界指数で特徴づけられる

- 気液相転移の臨界指数(SF_6)

$$|\rho_+ - \rho_-| \propto |T - T_c|^{0.327 \pm 0.006}$$

- 磁性体の臨界指数(DyAlO_3)

$$M \propto (T_c - T)^{0.311 \pm 0.005}$$

いろいろな物質で~0.325

流体と磁石の相転移が同じ臨界指数を持つ：臨界現象の普遍性

2体系の散乱長

臨界現象の普遍性：臨界点近傍で相関長 \gg 系の典型的長さ

→ 少数系でも**大きな長さスケール**があれば普遍性？

散乱長 a ：低エネルギー2体散乱を特徴づける長さスケール

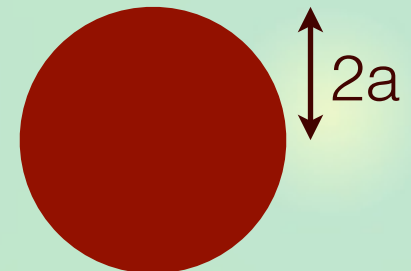
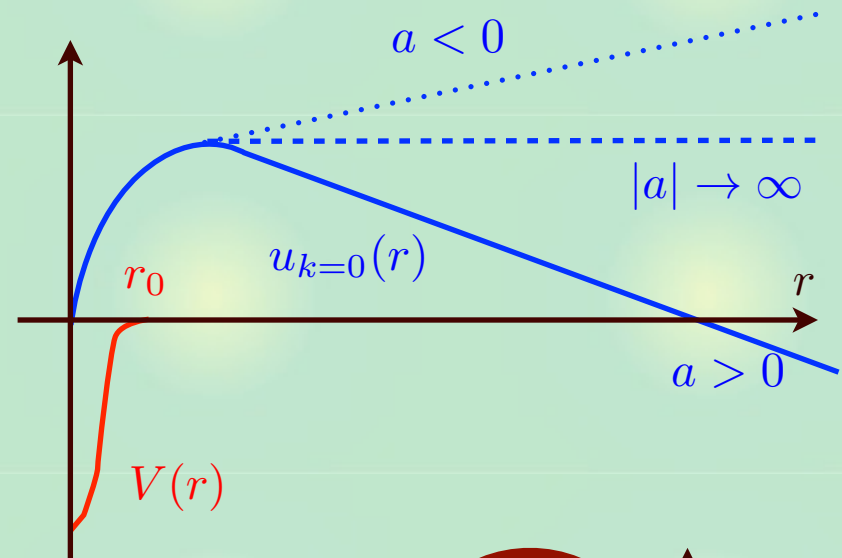
- 動径波動関数がゼロになる距離

- 有効レンジ展開の主要項

$$\begin{aligned} f_{l=0}(k) &= \frac{1}{k \cot \delta_0(k) - ik} \\ &= \frac{1}{-1/a - ik + \mathcal{O}(k^2)} \end{aligned}$$

- $k=0$ での散乱断面積(反応の起こりやすさ)

$$\sigma = 4\pi a^2$$



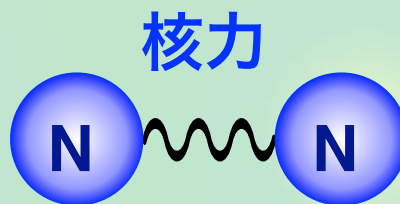
2体系の普遍性

散乱長が大きい場合の2体系の普遍性

- 散乱長が正であれば、**浅い束縛状態**が存在

有効レンジ(到達距離)

$$B_2 = \frac{1}{ma^2} \left[1 + \mathcal{O}\left(\frac{r_s}{a}\right) \right]$$



ファンデル
ワールスカ

⁴He

	N [MeV]	⁴ He [mK]
B ₂	2.22	1.31
1/ma ²	1.41	1.12

核子とヘリウム原子の2体束縛状態は**同じ**式で記述できる

- 散乱長が大きい = すれすれの束縛状態
- このとき2体系はスケール不変

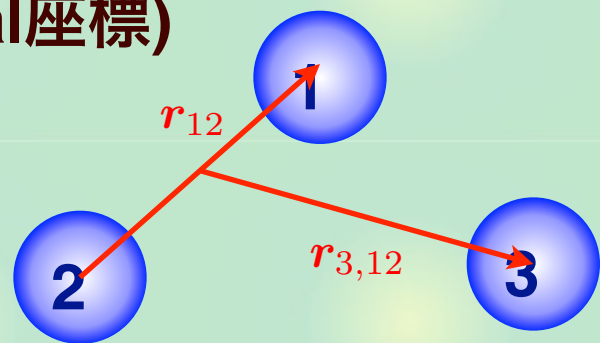
$$a \rightarrow \lambda a, \quad E \rightarrow \lambda^{-2} E$$

3体系の普遍性

3体問題を量子力学で考える(hyperspherical座標)

$$(\mathbf{r}_{12}, \mathbf{r}_{3,12}) \leftrightarrow (R, \alpha_3, \hat{\mathbf{r}}_{12}, \hat{\mathbf{r}}_{3,12})$$

hyper動径 hyper角度変数 Ω (無次元)



散乱長無限大でスケール不変

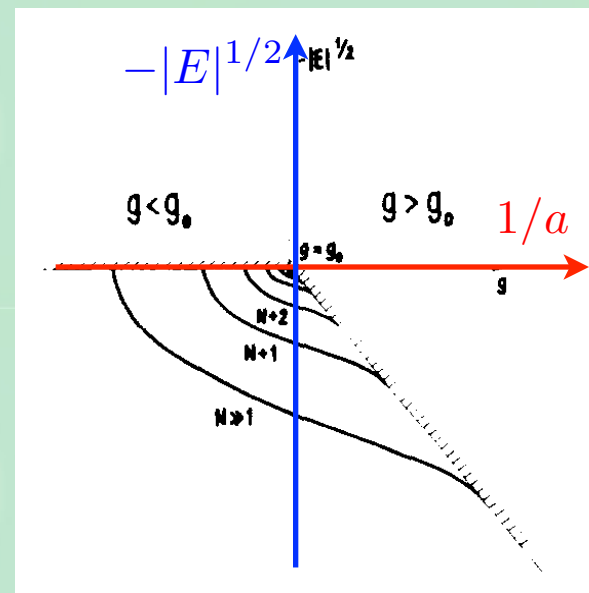
$$V(R, \Omega) \propto \frac{1}{R^2}$$

エフィモフ効果：同種ボソンで引力的 $1/R^2$

V. Efimov, Phys. Lett. B 33, 563-564 (1970)

E. Braaten, H.-W. Hammer, Phys. Rept. 428, 259 (2006)

- 無限に多くの束縛状態 $B_3^n / B_3^{n+1} \approx 22.7^2$
- 離散的スケール不変性(量子異常)

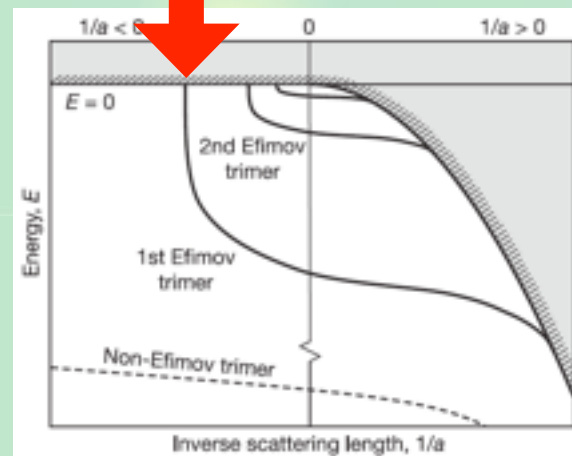
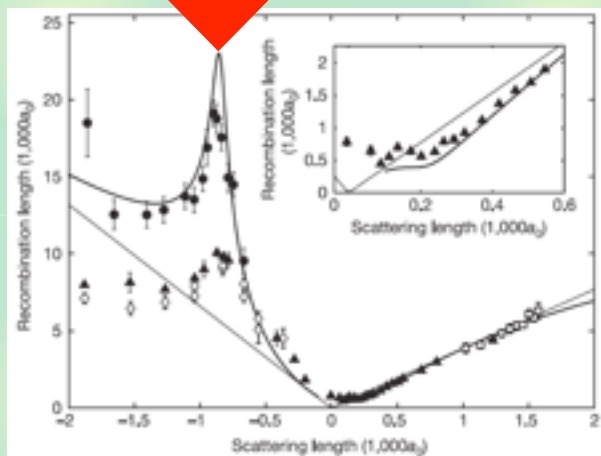
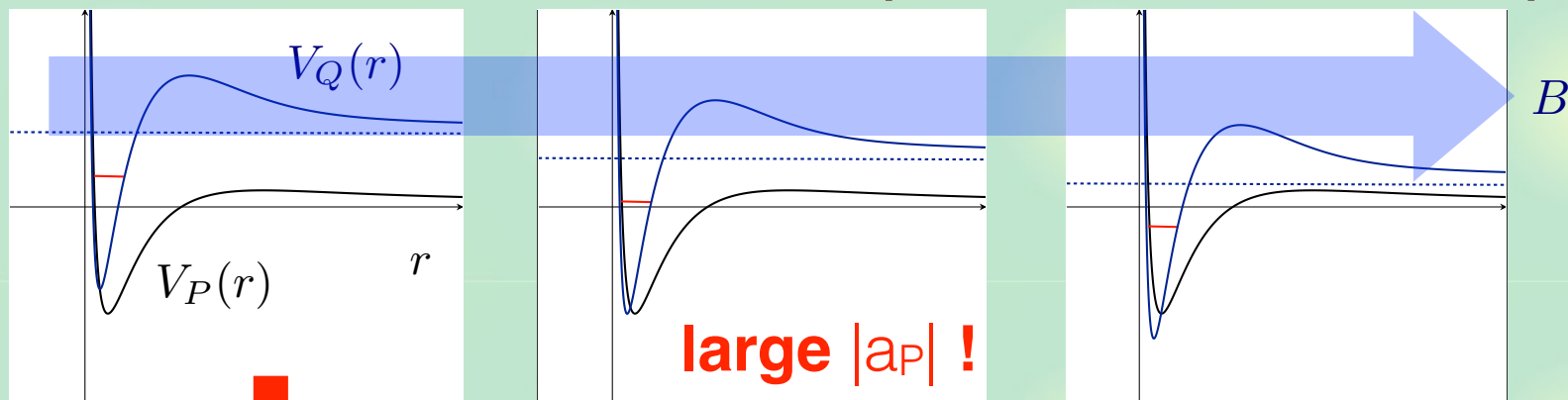


エフィモフ効果：冷却原子実験

冷却原子実験による実現

T. Kraemer *et al.*, Nature 440, 315 (2006)

- 散乱長 a を磁場でコントロール(フェッシュバハ共鳴)



実験データ(3体recombination rate)が普遍的理論で再現

pionとは

湯川：核力はpionの交換で媒介される

H. Yukawa, Proc. Phys. Math. Soc. Jap. 17, 48-57 (1935)

- 擬スカラー粒子
- アイソスピン $|=1$
- 最も軽いハドロン

On the Interaction of Elementary Particles. I.

By Hideki YUKAWA.

(Read Nov. 17, 1934)

§ 1. Introduction

At the present stage of the quantum theory literature, the nature of interaction of elementary particles. Here we discuss the interaction of "Platzwechsel" between the neutrons, which is to be of importance to the nuclear structure.⁽¹⁾



南部：カイラル対称性の自発的破れに伴うNGボソン

Y. Nambu, G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. 124, 246-254 (1961)

Dynamical Model of Elementary Particles Based on an Analogy with Superconductivity. I*

Y. NAMBU AND G. JONA-LASINIO†

The Enrico Fermi Institute for Nuclear Studies and the Department of Physics, The University of Chicago, Chicago, Illinois

(Received October 27, 1960)

It is suggested that the nucleon mass arises largely as a self-energy of some primary fermion field through the same mechanism as the appearance of energy gap in the theory of superconductivity. The idea can be put into a mathematical formulation utilizing a generalized Hartree-Fock approximation which regards real nucleons as quasi-particle excitations. We consider a simplified model of nonlinear four-fermion interaction which allows a γ_5 -gauge group. An interesting consequence of the symmetry is that there arise automatically pseudoscalar zero-mass bound states of nucleon-antinucleon pair which may be regarded as an idealized pion. In addition, massive bound states of nucleon number zero and two are predicted in a simple approximation.

The theory contains two parameters which can be explicitly related to observed nucleon mass and the pion-nucleon coupling constant. Some paradoxical aspects of the theory in connection with the γ_5 transformation are discussed in detail.



pionの散乱長

$\pi\pi$ 散乱長 ← カイラル低エネルギー定理

S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 17, 616-621 (1966)

$$a^{I=0} \propto -\frac{7}{4} \frac{m_\pi}{f_\pi^2}, \quad a^{I=2} \propto \frac{1}{2} \frac{m_\pi}{f_\pi^2}$$

- $7/4, 1/2 \sim$ 群論因子(アイソスピン対称性)
- $1/f_\pi^2 \sim$ カイラル対称性の自発的破れ
- $m_\pi \sim m_q^{1/2} \sim$ カイラル対称性の明白な破れ



現実の $\pi\pi$ 散乱長は小さい ← m_π が小さい

- $a^{I=0} \sim -0.31 \text{ fm}, a^{I=2} \sim 0.06 \text{ fm} / \text{QCDスケール} \sim 1 \text{ fm}$

もし m_q や f_π を調節できれば、 $|a|$ を大きくできる？

注) 低エネルギー定理は $m_\pi \ll 4\pi f_\pi$ で妥当

pion質量と散乱長

$l=0$ $\pi\pi$ 散乱長と σ 中間子

$f_0(500)$ or σ
 was $f_0(600)$

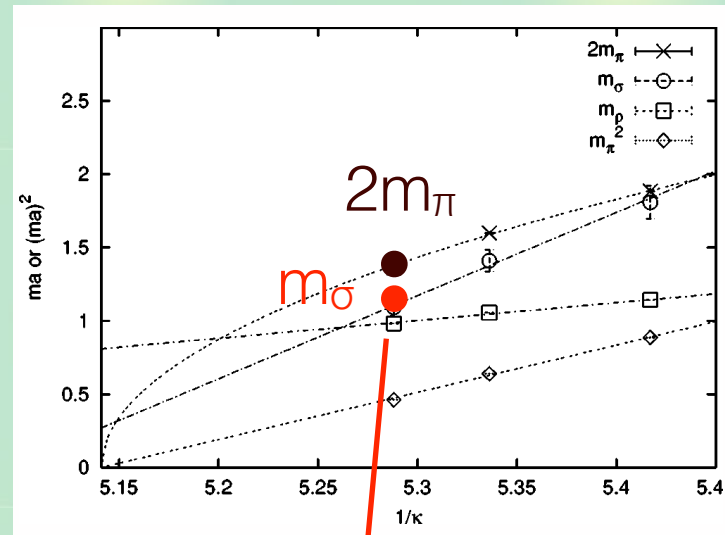
$I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{++})$

A REVIEW GOES HERE – Check our WWW List of Reviews

$f_0(500)$ T-MATRIX POLE \sqrt{s}

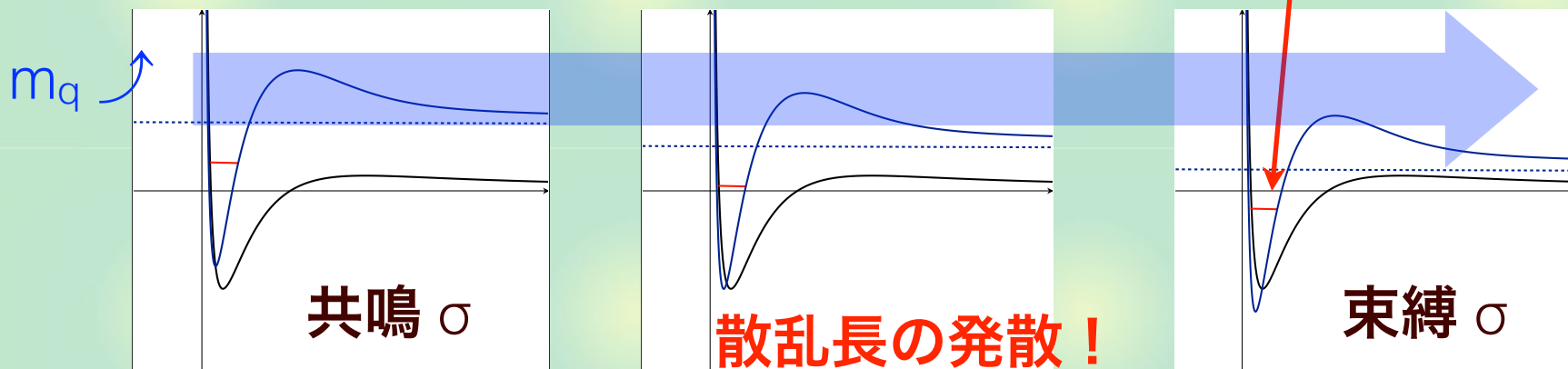
Note that $\Gamma \approx 2 \text{Im}(\sqrt{s_{\text{pole}}})$.

VALUE (MeV)	DOCUMENT ID	TECN	COMMENT
(400–550)– i (200–350) OUR ESTIMATE			



格子QCD(第1原理計算)でクォーク質量が大きい場合を計算

T. Kunihiro *et al.* (SCALAR Collaboration), Rev. Rev. D70, 034504 (2004)



→ 数値実験でpion散乱長が調整可能

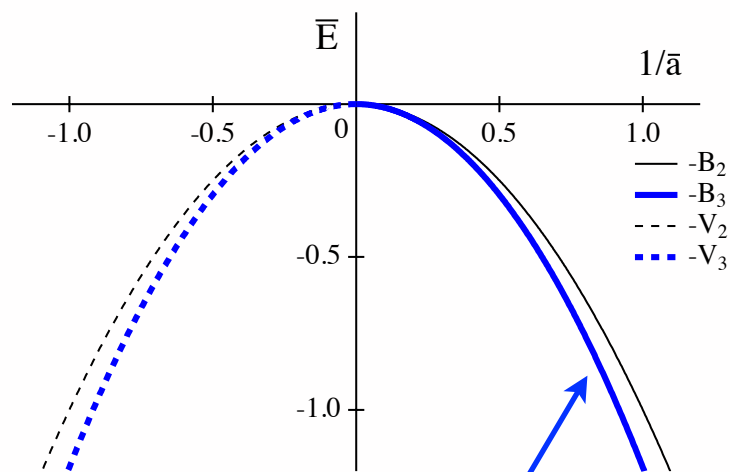
pion 3 体系のスペクトル

散乱長が大きい pion の 3 体系

T. Hyodo, T. Hatsuda, Y. Nishida, *Phys. Rev. C* **89**, 032201(R) (2014)

アイソスピン対称

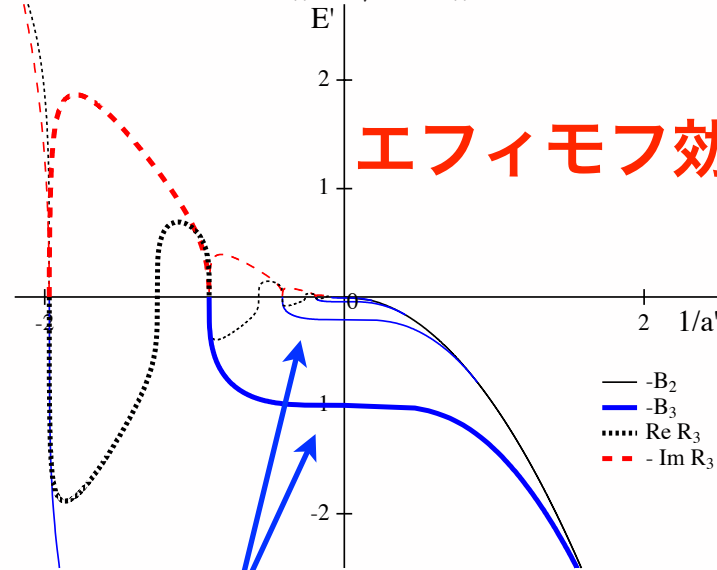
$$m_{\pi^{\pm}} = m_{\pi^0}$$



$$B_3 = 1.04391 B_2$$

アイソスピン破れ

$$m_{\pi^{\pm}} \neq m_{\pi^0}$$



エフィモフ効果

$$\frac{B_3^n}{B_3^{n+1}} = 515.03 \sim (22.7)^2$$

2 種の普遍的物理が pion 3 体系で実現可能

まとめ

pion 3 体系の普遍的物理を議論した

📌 普遍的物理：条件を満たす任意の物理系で成立

📌 少数系の普遍性
← 大きい散乱長 a

📌 pion 散乱長はクォーク質量を調節することで可変 → ハドロンによるエフィモフ効果

